

2.22 — ultradźwiękowe badania
niszczące

Aleksander Pilarski

FALE GRANICZNE
W PRZYPADKU POŁĄCZENIA
O ZMIENNEJ SZTYWNOŚCI

32/1983

P. 269



WARSZAWA 1983

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 14 marca 1983 r.



57005



Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 140 egz. Ark.wyd. 1,8. Ark. druk.2,75

Oddano do drukarni w lipcu 1983 r.

Nr zamówienia 457/83 M-13 .

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul.Śniadeckich 8

Mgr inż. Pilarski Aleksander
Pracownia Ultradźwiękowych
Badań Ciała Stałego - IPPT PAN

FALE GRANICZNE W PRZYPADKU POŁĄCZENIA O ZMIENNEJ SZTYWNOŚCI

1. Wprowadzenie

Zagadnienie oceny jakości połączeń warstwowych, takich jak połączenia klejowe, zgrzewane, warstwowe itp., stanowi od szeregu lat przedmiot zainteresowań naukowców i praktyków z dziedziny badań nieniszczących. Do oceny wytrzymałości takich połączeń stosowane są najczęściej metody ultradźwiękowe [1 - 5], w których wykorzystywane są zjawiska odbicia i propagacji fal ultradźwiękowych w ośrodkach warstwowych. Wszystkie ze stosowanych rodzajów fal /podłużne, poprzeczne, płytowe czy powierzchniowe/ docierając do kontrolowanego obszaru przechodzą co najmniej przez jeden z łączonych materiałów. Tak więc informacje zawarte w analizowanym sygnale, takie jak amplituda, czas przejścia czy widmo częstotliwościowe odbieranego impulsu, dotyczą nie tylko stanu na powierzchni granicznej między łączonymi materiałami, ale również własności objętościowych co najmniej jednego z tych materiałów. Informacje te w przypadku oceny jakości samego połączenia stanowią jakby szumy utrudniające interpretację wyników prowadzonych pomiarów. I tak np. wykorzystując fale płytowe do oceny wytrzymałości adhezyjnej w bimetalach używanych do produkcji łożysk ślizgowych [6], należy liczyć się ze zmianami prędkości fazowej fal płytowych wywołanymi również zmianami lokalnych objętościowych własności akustycznych jak i geometrycznych /zmiana

grubości/ warstwy łożyskowej naniesionej na podłożu. Stanowi to niewątpliwie ograniczenie dla stosowanych dotychczas metod ultradźwiękowych. W związku z powyższym wydaje się celowa analiza możliwości wykorzystania szczególnego typu fal powierzchniowych, propagujących się wzdłuż granicy połączenia, a mianowicie fal Stoneleya.

2. Fale Stoneleya

Ten typ fal jest stosunkowo rzadko opisywany w piśmiennictwie z dziedziny akustyki ciała stałego. Fale Stoneleya omawiane są głównie przez geoakustyków w monografiach dotyczących propagacji fal w ośrodkach warstwowych [7 - 8], podczas gdy w podręcznikach z zakresu badań nieniszczących brak jest jakichkolwiek informacji o tym typie fal. Wynika to z ich małej przydatności w defektoskopii ultradźwiękowej oraz z trudności związanych z ich generacją.

Love [9] wskazał na możliwość istnienia w przypadku grubej warstwy na podłożu tzw. modyfikowanych fal Rayleigha, których prędkość zależna byłaby od własności obu ośrodków. Następnie Stoneley [10] zbadał dokładniej to zagadnienie, wyprowadzając równanie charakterystyczne dla tych "uogólnionych" fal Rayleigha, zwanych powszechnie falami Stoneleya. Równanie to, w jego zapisie, jest następujące :

$$(1) \quad c^4 \left\{ (\rho_1 - \rho_2)^2 - (\rho_1 A_2 + \rho_2 A_1)(\rho_1 B_2 + \rho_2 B_1) \right\} + \\ + 2 K c^2 (\rho_1 A_2 B_2 - \rho_2 A_1 B_1 - \rho_1 + \rho_2) + \\ + K^2 (A_1 B_1 - 1)(A_2 B_2 - 1) = 0.$$

gdzie: c - prędkość, ρ_i - gęstość i -tego ośrodka oraz

$$(2) \quad A_i = \left[1 - (c/c_{Li})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad i = 1, 2 \\ B_i = \left[1 - (c/c_{Ti})^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ K = 2(\rho_1 c_{T1}^2 - \rho_2 c_{T2}^2) = 2(G_1 - G_2)$$

gdzie: c_{Li} , c_{Ti} - prędkość propagacji fal podłużnych i poprzecznych w i -tym ośrodku, G_i - moduł sprężystości poprzecznej w i -tym ośrodku.

Fale Stoneleya zaliczane są do fal powierzchniowych ze względu na charakterystyczne dla tego typu fal drgania w obu graniczących ze sobą ośrodkach o malejącej amplitudzie w miarę oddalenia się od powierzchni granicznej. Na rys.1. pokazano rozkład przemieszczeń stycznych u i normalnych w , w fali Stoneleya w funkcji odległości mierzonej od powierzchni granicznej odniesionej do długości fali, dla połączenia stal-tytan [11].

Równanie (1) zostało rozwiązane numerycznie przez Koppe'ego [12], który stwierdził, że prędkość fal Stoneley'a c_{St} musi spełniać warunek

$$(3) \quad \max(c_{R_1}, c_{R_2}) \leq c_{St} \leq \min(c_{T_1}, c_{T_2})$$

Koppe wykazał, że istnieją pewne kombinacje materiałowe, które nie spełniają powyższego warunku. Dalsza analiza równania (1) przeprowadzona została przez Sezawa i Kanai [13], Cagniard'a [14] i Scholte'a [15]. Na rysunku 2 przedstawione są graficznie warunki, które muszą spełniać dwa graniczące ze sobą ciała stałe, by mogła wzdłuż ich granicy propagować się fala Stoneleya - obszary zakreskowane. Inny sposób prezentacji warunków istnienia fal Stoneley'a /rys.3/ podany został przez Achenbacha i Epsteina [16]. Przeprowadzili oni dodatkową analizę dla granicy o styku z poślizgiem, możliwego do pomyślenia jako granica wypełniona nieskończenie cienką warstwą nielepkiej cieczy. Taki przypadek odpowiada tzw. warunkom brzegowym typu "smooth" /z poślizgiem/, dopuszczającym zanikanie naprężeń stycznych do granicy połączenia, w odróżnieniu od warunków brzegowych typu "welded" /bez poślizgu/, zakładających na granicy połączenia ciągłość naprężeń stycznych i normalnych. Na rys. 3 w obu przypadkach obszary istnienia fal Stoneley'a zawarte są pomiędzy odpowiednią krzywą na płaszczyźnie $(G_2/G_1) - (c_{T_1}/c_{T_2})^2$ a prostymi $G_2/G_1 = 0$ i $c_{T_1}/c_{T_2} = 1$. Z rysunku tego wynika, że warunek istnienia fal Stoneley'a dla przy-

padku granicy z poślizgiem jest mniej ostry. Prędkość fal Stoneley'a musi wówczas spełniać warunek

$$(4) \quad C_{R_1} \leq C_{St} \leq \min(C_{R_2}, C_{T_1}),$$

przy założeniu, że ośrodek 1 jest rzadszy akustycznie niż ośrodek 2 ($C_{T_2} \geq C_{T_1}$).

Warunki istnienia fal Stoneley'a w przypadku granicy z poślizgiem dla konkretnych kombinacji ciał stałych podaje Murty [17].

Owen [18] wykazał, że na 500 kombinacji metali najczęściej spotykanych w rozwiązaniach technicznych tylko 30 spełnia w przypadku warunków brzegowych typu welded warunki istnienia fal Stoneley'a. Zdaje się, że jest to główny powód małego dotychczasowego zainteresowania tym rodzajem fal w badaniach nieniszczących.

Należy jednakże odnotować, że w ostatnich dziesięciu latach pojawiło się kilka prac dotyczących fal Stoneley'a.

I tak, Lee i Gorbly [11] oraz Epsteina [15] podają rozwiązania dla fal Stoneley'a propagujących się wzdłuż cylindrycznej powierzchni granicznej, natomiast Lim i Musgrave [20] analizują istnienie fal w ośrodkach anizotropowych.

3. Fale graniczne

Podane w poprzednim rozdziale warunki istnienia fal Stoneley'a uzyskano poszukując jedynie rzeczywistych pierwiastków równania charakterystycznego /1/. Postępując podobnie w przypadku fal powierzchniowych typu Rayleigha czy Love'a propagujących się w ośrodkach warstwowych, np. - w warstwie na podłożu, otrzymano określone warunki jakie muszą być spełnione, aby mogły istnieć fale tego typu w swej "czystej" postaci. I tak w klasycznych monografiach z dziedziny propagacji fal sprężystych w ośrodkach warstwowych [7], [8], [21] znajdujemy stwierdzenie, że fale powierzchniowe typu Rayleigha i Love'a mogą propagować się bez tłumienia /w ośrodkach jednorodnych i idealnie sprężystych pomija się tłumienie materiałowe/ w przypadku warstwy rzadszej akustycznie od podłoża. Ścisłej

prędkość fazowa propagującej się fali nie może być większa od prędkości fal poprzecznych w podłożu. Spełnienie powyższego warunku oznacza, że równanie charakterystyczne opisujące fale tego typu posiada pierwiastki rzeczywiste lub czysto urojone.

Poszukiwania rozwiązań w dziedzinie liczb zespolonych wykazały możliwość istnienia fal powierzchniowych typu Rayleigh'a [22] oraz Love'a [23], których prędkość fazowa jest większa od prędkości fal poprzecznych w podłożu. Propagacji tych fal towarzyszy wyciekanie / odpromienianie / energii do podłoża w postaci fal sprężystych. Te dodatkowe fale są nazywane w literaturze falami wyciekającymi /leaky waves, wyciekajuszczymi wołny/. W przypadku podłoża będącego ciałem stałym są to niejednorodne fale poprzeczne o narastającej amplitudzie na kierunku normalnej do powierzchni granicznej. Tak więc teoretycznie dla dowolnej kombinacji materiałów warstwy i podłoża mogą istnieć fale powierzchniowe, z tym że zasięg ich propagacji zależny jest od ich osłabienia wywołanego "wyciekaniem".

W przypadku fal propagujących się wzdłuż granicy pomiędzy dwoma ciałami stałymi podobne rozumowanie doprowadziło autorów prac [11] i [24] do stwierdzenia, że istnienie takich fal teoretycznie jest zawsze możliwe, niezależnie od kombinacji materiałowej. Z tym, że nietłumione "czyste" fale Stoneley'a istnieją tylko dla przypadków, w których spełniony jest warunek (3). W pozostałych kombinacjach materiałowych propagują się fale tłumione, zwane dla odróżnienia od fal Stoneley'a falami granicznymi. Tłumienie to wywołane jest przez wyciekanie do jednego z dwóch ośrodków fal sprężystych o prędkości równej prędkości fal poprzecznych w tym ośrodku. Kierunek propagacji tych fal tworzy z kierunkiem propagacji fal granicznych kąt β (rys. 4) równy

$$(5) \quad \beta = \arccos(c_T / c_{gr})$$

gdzie c_{gr} - prędkość fal granicznych, c_T - prędkość fal poprzecznych w ośrodku do którego odprowadzana jest część energii fal granicznych. I tak dla pary aluminium - stal,

jak podają Lee i Corbly [11], kąt ten wynosi około 10° . Na rysunku 5 pokazano rozkład przemieszczeń stycznych i normalnych w fali granicznej propagującej się wzdłuż granicy takiego połączenia w funkcji odległości mierzonej od powierzchni granicznej, odniesionej do długości fali. Zwraca uwagę wzrastająca, przy pominięciu tłumienia materiałowego, amplituda w niejednorodnej fali wyciekającej. Wyżej wymienieni autorzy potwierdzili doświadczalnie istnienie fal granicznych na przykładzie par aluminium - stal oraz tytan - stal. Również badania własne autora w tym zakresie /patrz rozdział 7/ dały pozytywne wyniki.

4. Równanie charakterystyczne dla fal granicznych w przypadku granicy o zmiennej sztywności.

W celu przeanalizowania możliwości wykorzystania fal granicznych do oceny jakości połączenia adhezyjnego rozpatrzono przypadek dwóch ciał stałych połączonych ze sobą za pomocą warstwy o bardzo małej grubości w porównaniu z długością stosowanych fal. Model granicy takiego połączenia opisano w pracy [25]. W modelu tym wprowadzono sztywność połączenia K o skończonej wartości. Takie założenie umożliwia modyfikację warunków brzegowych, dopuszczając skok przemieszczeń $\Delta u = u_1 - u_2$, wywołany aktualnym naprężeniem σ_g na granicy ośrodków

$$(6) \quad \sigma_g = K \cdot \Delta u$$

Postępując analogicznie w przypadku dwuwymiarowego zagadnienia /nie rozpatrując fal poprzecznych/ wprowadzamy dwie sztywności - styczną K_s i normalną K_n w stosunku do granicy połączenia. Zakładając ponadto, że naprężenia przekazywane są natychmiastowo z ośrodka 1 do ośrodka 2, a więc pomijając siły bezwładnościowe, otrzymujemy następujące warunki brzegowe dla płaszczyzny $z = 0$

$$(7) \quad \begin{cases} (\sigma_{zz})_1 = (\sigma_{zz})_2 = (\sigma_{zz})_g \\ (\sigma_{xz})_1 = (\sigma_{xz})_2 = (\sigma_{xz})_g \\ (\sigma_{zz})_g = K_n (w_1 - w_2) \\ (\sigma_{xz})_g = K_s (u_1 - u_2) \end{cases}$$

W przypadku jednorodnych, izotropowych i idealnie sprężystych ośrodków należy rozwiązać dwuwymiarowe równania falowe

$$(8) \quad \nabla^2 \phi = \frac{1}{c_L^2} \phi_{,tt}, \quad \nabla^2 \psi = \frac{1}{c_T^2} \psi_{,tt}$$

gdzie: $\nabla^2 = \partial_{,xx} + \partial_{,zz}$

a c_T i c_L - odpowiednia prędkość fal poprzecznych i podłużnych. Oś z jest prostopadła do powierzchni granicznej, natomiast oś x - równoległa do kierunku propagacji.

Ogólne rozwiązanie równań falowych (8) dla harmonicznych fal granicznych poszukujemy w postaci

$$(9) \quad \begin{aligned} \phi_1 &= A_1 \exp(k s_1 z) \exp[ik(x + ct)] \\ \psi_1 &= A_2 \exp(k q_1 z) \exp[ik(x + ct)] \end{aligned}$$

dla ośrodka 1 oraz w postaci

$$(10) \quad \begin{aligned} \phi_2 &= A_3 \exp(-k s_2 z) \exp[ik(x + ct)] \\ \psi_2 &= A_4 \exp(-k q_2 z) \exp[ik(x + ct)] \end{aligned}$$

dla ośrodka 2, gdzie

$$(11) \quad s_i = [1 - (c/c_{Li})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad q_i = [1 - (c/c_{Ti})^2]^{\frac{1}{2}}, \quad i = 1, 2$$

Liczba falowa k w ogólnym przypadku jest wielkością zespoloną, którą możemy zapisać następująco

$$(12) \quad \bar{k} = \frac{\omega}{c_{gr}} + i\alpha$$

Część urojona stanowi współczynnik tłumienia, wywołanego odpromieniowaniem /wyciekaniem/ części energii do jednego z dwóch ośrodków. Współczynnik α wyrażony jest np. w dB/m.

Ze związku /12/ otrzymujemy wyrażenie na zespoloną prędkość

$$(13) \quad \bar{c} = \frac{c_{gr}}{1 + i x},$$

gdzie: $x = c_{gr} \cdot \alpha / \omega$ - tłumienie fali granicznej na drodze równej długości fali.

Część rzeczywista i urojona prędkość \bar{c} równe są odpowiednio

$$(14) \quad c_{Re} = \frac{c_{gr}}{1 + x^2}$$

$$(15) \quad c_{Im} = - \frac{c_{gr} \cdot x}{1 + x^2}$$

Przemieszczenia i naprężenia powiązane są ze skalarnymi potencjałami ϕ i ψ następująco:

$$(16) \quad \begin{aligned} u &= \phi_{,x} - \psi_{,z}, & w &= \phi_{,z} + \psi_{,x} \\ \sigma_{zz} &= G [(c_L/c_T)^2 - 2] \phi_{,xx} + G (c_L/c_T)^2 \phi_{,zz} + 2G \psi_{,xz} \\ \sigma_{xz} &= 2G \phi_{,xz} - G \psi_{,zz} + G \psi_{,xx} \end{aligned}$$

Podstawiając wyrażenia /9/ lub /10/ do związków /16/ otrzymujemy:

$$(17) \quad \begin{aligned} u_1 &= [iA_1 k \exp(ks_1 z) - A_2 k q_1 \exp(ks_1 z)] \exp[ik(x + ct)] \\ u_2 &= [iA_3 k \exp(-ks_2 z) + A_4 k q_2 \exp(-ks_2 z)] \exp[ik(x + ct)] \end{aligned}$$

$$w_1 = [A_1 k s_1 \exp(k s_1 z) + i A_2 k \exp(k q_1 z)] \exp[ik(x+ct)]$$

$$w_2 = [-A_3 k s_2 \exp(-k s_2 z) + i A_4 k \exp(-k q_2 z)] \exp[ik(x+ct)]$$

$$(\bar{G}_{zz})_1 = [A_1 G_1 k^2 r_1 \exp(k s_1 z) + i A_2 2 G_1 k^2 q_1 \exp(k q_1 z)] \exp[ik(x+ct)]$$

$$(\bar{G}_{zz})_2 = [A_3 G_2 k^2 r_2 \exp(-k s_2 z) - i A_4 2 G_2 k^2 q_2 \exp(-k q_2 z)] \exp[ik(x+ct)]$$

$$(\bar{G}_{xz})_1 = [i A_1 2 G_1 k^2 s_1 \exp(k s_1 z) - A_2 G_1 k^2 r_2 \exp(k q_1 z)] \exp[ik(x+ct)]$$

$$(\bar{G}_{xz})_2 = [-i A_3 2 G_2 k^2 s_2 \exp(-k s_1 z) - A_4 G_2 k^2 r_2] \exp(-k q_2 z) \exp[ik(x+ct)]$$

gdzie $r_i = 2 - (c/c_{T_i})^2$.

Spełnienie warunków brzegowych /7/ dla $z=0$ prowadzi do układu czterech jednorodnych równań

$$(18) \quad \sum_{j=1}^4 a_{ij} A_j = 0 \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

gdzie A_j - nieznanne, a_{ij} - współczynniki

Układ równań /18/ posiada nietrywialne rozwiązanie jeśli

$$(19) \quad D \equiv \det [a_{ij}] = 0$$

Wprowadzając bezwymiarową wielkość

$$(20) \quad q = G_2 / G_1$$

oraz

$$(21) \quad KN = \frac{K_n}{G_1}; \quad KS = \frac{c}{G_1} \quad [m^{-1}]$$

otrzymujemy następującą postać równania charakterystycznego

$$(22) \quad \begin{vmatrix} r_1 & i2q_1 & -r_2g & i2q_2g \\ i2s_1 & -r_1 & i2s_2g & r_2g \\ (kr_1 - 2KNs_1) & i2(q_1 - KN) & (kr_2g - 2KNS_2) & i2(KN - kq_2g) \\ i2(ks_1 - KS) & (-kr_1 + 2KSq_1) & i2(KS - ks_2g) & (-kr_2g + 2KSq_2) \end{vmatrix} = 0$$

Mnożąc pierwszy i trzeci wiersz przez "i" oraz dzieląc drugą i czwartą kolumnę przez "i" ostatecznie otrzymujemy

$$(23) \quad \begin{vmatrix} r_1 & -2q_1 & -r_2g & -2q_2g \\ 2s_1 & -r_1 & 2s_2g & r_2g \\ (kr_1 - 2KNs_1) & -2(kq_1 - KN) & (kr_2g - 2KNS_2) & -2(KN - kq_2g) \\ 2(ks_1 - KS) & (-kr_1 + 2KSq_1) & 2(KS - ks_2g) & (-kr_2g + 2KSq_2) \end{vmatrix} = 0$$

Obecnie przeprowadzimy analizę równania charakterystycznego /23/ dla fali granicznej dla dwóch skrajnych przypadków sztywność połączenia. Otóż zakładając całkowity brak połączenia któremu odpowiadają zerowe sztywności

$$(24) \quad KN = KS = 0$$

po wyciągnięciu przed wyznacznik, będący lewą stroną równania /23/, z trzeciego i czwartego wiersza liczby falowej k oraz po odjęciu pierwszego wiersza od trzeciego i drugiego od czwartego, równanie /23/ przyjmuje postać

$$(25) \quad k^2 \cdot \begin{vmatrix} r_1 & -2q_1 & -r_2g & -2q_2g \\ 2s_1 & -r_1 & 2s_2g & r_2g \\ 0 & 0 & -2r_2g & -4q_2g \\ 0 & 0 & 4s_2g & 2r_2g \end{vmatrix} = 0$$

Równanie /25/ możemy zapisać [26] następująco

$$(26) \quad k^2 \cdot \begin{vmatrix} r_1 - 2q_1 & -2r_2g & -4q_2g \\ 2s_1 - r_1 & 4s_2g & 2r_2g \end{vmatrix} = 0$$

lub

$$(27) \quad 4k^2g^2 \begin{vmatrix} r_1 - 2q_1 & -r_2 & -2q_2 \\ 2s_1 - r_1 & 2s_2 & r_2 \end{vmatrix} = 0$$

Wyznaczniki drugiego rzędu w równaniu /27/ są zgodne z lewą stroną równania charakterystycznego dla fal Rayleigha [27] dla ośrodka 1 i 2, a mianowicie

$$(28) \quad r^2 - 4s \cdot q = 0$$

Oznaczając je jako R_i , gdzie $i = 1, 2$, otrzymujemy ostatecznie

$$(29) \quad 4k^2g^2 R_1 R_2 = 0$$

Tak więc w przypadku braku połączenia między dwoma ciałami stałymi wzdłuż każdej z utworzonych w ten sposób powierzchni swobodnych może propagować się fala Rayleigha z prędkością charakterystyczną dla danego ośrodka.

Dla idealnego połączenia któremu, odpowiadają [25] wartości sztywności zmierzające do nieskończoności, równanie (23) przyjmuje postać:

$$(30) \quad 4KN \cdot KS \cdot \begin{vmatrix} r_1 & -2q_1 & -r_2g & -2q_2g \\ 2s_1 & -r_1 & 2s_2g & r_2g \\ -s_1 & 1 & -s_2 & -1 \\ -1 & q_1 & 1 & q_2 \end{vmatrix} = 0$$

Wyznacznik czwartego rzędu występujący w równaniu (30) jest zgodny z podaną przez Achenbacha i Epsteina [16] postacią

równania charakterystycznego dla fal Stoneley'a w przypadku warunków brzegowych bez poślizgu. Ostatecznie, wprowadzając oznaczenie St dla lewej strony takiego równania otrzymujemy

$$(31) \quad 4 \cdot St \cdot KN \cdot KS = 0$$

Potwierdza się więc, że dla idealnego połączenia dwóch ciał stałych wzdłuż granicy może propagować się fala Stoneley'a, jeśli spełnione są warunki /3/ lub tłumiona fala graniczna. Ponadto można wykazać, że wyznacznik St jest równoważny lewej stronie równania /1/ podzielonego przez G_1^2 .

Dla skończonych, różnych od zera wartości, sztywności KS i KN , po żmudnym zapisaniu równania (23) i po odpowiednim pogrupowaniu otrzymujemy

$$(32) \quad k^2 g^2 R_1 R_2 + kg [g q_1 (2-r_1) R_2 + q_2 R_1 (2-r_2)] KS + \\ + kg [g s_1 (2-r_1) R_2 + s_2 R_1 (2-r_2)] KN - St \cdot KN \cdot KS = 0$$

Elementy a_{ij} wyznacznika występującego w równaniu /23/ charakterystycznym dla fal granicznych w ogólnym przypadku mogą być zespolone. Tablica 1 podaje rzeczywiste i urojone części tych elementów.

Tablica 1.

a_{ij}	Wzeczywiste (R_e)	Urojone (I_m)
a_{11}	$2 - d/c_{T_1}^2$	$-B$
a_{12}	$(-2/c_{T_1}) \sqrt{A_{T_1}^2 + B^2} \cos(\varphi_{T_1}/2)$	$(-2/c_{T_1}) \sqrt{A_{T_1}^2 + B^2} \sin(\varphi_{T_1}/2)$
a_{13}	$d/c_{T_2}^2 - 2$	$g \cdot B$
a_{14}	$(2g/c_{T_2}) \sqrt{A_{T_2}^2 + B^2} \cos(\varphi_{T_2}/2)$	$(2g/c_{T_2}) \sqrt{A_{T_2}^2 + B^2} \sin(\varphi_{T_2}/2)$
a_{21}	$(2/c_L) \sqrt{A_{L_1}^2 + B^2} \cos(\varphi_{L_1}/2)$	$(2/c_L) \sqrt{A_{L_1}^2 + B^2} \sin(\varphi_{L_1}/2)$
a_{22}	$-(a_{11})_{R_e}$	$-(a_{11})_{I_m}$
a_{23}	$(2g/c_L) \sqrt{A_{L_2}^2 + B^2} \cos(\varphi_{L_2}/2)$	$(2g/c_L) \sqrt{A_{L_2}^2 + B^2} \sin(\varphi_{L_2}/2)$
a_{24}	$-(a_{13})_{R_e}$	$-(a_{13})_{I_m}$
a_{31}	$(a_{11})_{R_e} \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{11})_{I_m} \cdot \alpha - KN(a_{21})_{R_e}$	$(a_{11})_{R_e} \cdot \alpha + (a_{11})_{I_m} \frac{\omega}{c_{gr}} - KN(a_{21})_{I_m}$
a_{32}	$(a_{12})_{R_e} \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{12})_{I_m} \cdot \alpha - 2KN$	$(a_{12})_{R_e} \cdot \alpha + (a_{12})_{I_m} \frac{\omega}{c_{gr}}$
a_{33}	$(a_{24})_{R_e} \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{24})_{I_m} \cdot \alpha - \frac{(a_{23})_{R_e} \cdot KN}{g}$	$(a_{24})_{R_e} \cdot \alpha + (a_{24})_{I_m} \frac{\omega}{c_{gr}} - \frac{(a_{23})_{I_m} \cdot KN}{g}$
a_{34}	$-(a_{14})_{R_e} \frac{\omega}{c_{gr}} + (a_{14})_{I_m} \cdot \alpha - 2KN$	$-(a_{14})_{R_e} \cdot \alpha - (a_{14})_{I_m} \frac{\omega}{c_{gr}}$
a_{41}	$(a_{21})_{R_e} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{21})_{I_m} \cdot \alpha - 2KS$	$(a_{21})_{R_e} \cdot \alpha + (a_{21})_{I_m} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}}$
a_{42}	$(a_{22})_{R_e} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{22})_{I_m} \cdot \alpha - (a_{12})_{R_e} \cdot KS$	$(a_{22})_{R_e} \cdot \alpha + (a_{22})_{I_m} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}} - (a_{12})_{I_m} \cdot KS$
a_{43}	$-(a_{23})_{R_e} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}} + (a_{23})_{I_m} \cdot \alpha + 2KS$	$-(a_{23})_{R_e} \cdot \alpha - (a_{23})_{I_m} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}}$
a_{44}	$-(a_{24})_{R_e} \frac{\omega}{c_{gr}} + (a_{24})_{I_m} \cdot \alpha - \frac{(a_{14})_{R_e} \cdot KS}{g}$	$-(a_{24})_{R_e} \cdot \alpha - (a_{24})_{I_m} \cdot \frac{\omega}{c_{gr}} - \frac{(a_{14})_{I_m} \cdot KS}{g}$

W tabeli 1

$$(33) \quad \left. \begin{aligned} d &= C_{Re}^2 - C_{Im}^2, \quad B = 2 C_{Re} C_{Im} \\ A_N &= C_N^2 - d \\ \varphi_N &= \arctg(CB/A_N) \end{aligned} \right\} N = L_1, L_2, T_1, T_2$$

5. Algorytm obliczeń

Poszukując rozwiązania równania (23) w dziedzinie liczb zespolonych, równanie to możemy przekształcić do postaci

$$(34) \quad |A_{ij}| + i|B_{ij}| = 0$$

Przyrównując do zera

$$(35) \quad |A_{ij}| = 0$$

i

$$(36) \quad |B_{ij}| = 0$$

otrzymujemy układ dwóch równań z dwoma niewiadomymi C_{gr} i α , bowiem w omawianym ogólnym przypadku fal granicznych obok nieznaney prędkości fazowej C_{gr} pojawia się druga niewiadoma α , a mianowicie współczynnik tłumienia.

W celu obliczenia prędkości fal granicznych C_{gr} i współczynnika tłumienia tych fal α opracowano program numeryczny w języku ALGOL 1204. Na rys. 6 podano graficzną postać schematu logicznego powyższego programu. Występująca w programie procedura nlsBr umożliwia obliczanie przybliżonych wartości rozwiązań układu nieliniowych równań.

$$(37) \quad f_k(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) = 0 \quad (k = 1, 2, 3, \dots, n)$$

Wykorzystuje się w niej iteracyjną metodę Browna [26], będącą wariantem metody Newtona. Poszczególne parametry formalne oznaczają odpowiednio:

n - liczbę równań i niewiadomych w układzie (37) - (w naszym przypadku $n = 2$) ;

$x [1:n]$ - tablicę początkowych przybliżeń rozwiązania układu (37) ;

$maxit$ - zmienną, której wartość jest największą dopuszczalną liczbą iteracji ,

$numsing$ - liczba dokładnych cyfr znaczących w rozwiązaniach;

ns - etykietę instrukcji/ poza treścią procedury/, do której następuje skok, gdy nie ma rozwiązania ;

$mark$ - zmienną typu integer , o wartości określonej w przypadku skoku do instrukcji z etykietą ns i wskazującej przyczynę tego skoku / $mark = 1$ - po $maxit$ nie uzyskano rozwiązania z pożądaną dokładnością, $mark = 2$ - macierz osobliwa/;

wreszcie f - procedura funkcyjna.

Ta ostatnia, która w programie występuje jako real procedure

$FUN (x,k)$, umożliwia dla kolejnych przybliżeń $x [1] = c_{gr}$,

$x [2] = \alpha$ obliczenie wartości lewych stron równań (35) ,

(36) z wykorzystaniem wyrażeń podanych w Tabeli 1. Pełny

tabulogram omawianego programu zamieszczono w dodatku 1.

Program ten umożliwia obliczenie c_{gr} i α dla zadanych w $[m^{-1}]$

par wartość sztywności połączenia $(KS [1:v] , KN [1:v])$

oraz zadanych w $[Hz]$ częstotliwości cz $[1 : b]$.

Po uruchomieniu programu następuje wczytanie następujących danych :

$n = 2$;

b - ilość zadanych częstotliwości ;

v - ilość zadanych par sztywności ;

$g = G_2/G_1$;

$maxit, numsing$ - patrz parametry formalnej procedury $nlsEr$,

$l[1], l[2], t[1], t[2]$ - prędkości fal podłużnych i poprzecznych w obu ośrodkach $[m/s]$;

$cz [1:b]$ - częstotliwości $[Hz]$;

$x [1] = C_0$ } początkowe przybliżenie rozwiązania układu

$x [2] = \alpha_0$ } równań /prędkość fazowa $[m/s]$ i współczynnik tłumienia $[dB/m]$ /;

$$\left. \begin{array}{l} \text{KN} \\ \text{KS} \end{array} \right\} [1:\nu] \text{ pary sztywności połączenia } [m^{-1}] ;$$

W wydruku otrzymujemy dla konkretnych częstotliwości i pary sztywności połączenia wartości poszukiwanych niewiadomych oraz liczbę wykonanych iteracji.

6. Obliczenia

Korzystając z omówionego w pktcie 5 programu numerycznego wykonano obliczenia dla dwóch par ośrodków, a mianowicie stal-aluminium oraz polimetakrylan metylu-aluminium, przyjmując następujące dane :

Tablica 2.

Ośrodek	Gęstość ρ [kg/m ³]	Prędkość fal	
		podłużnych c_L [m/s]	poprzecznych c_T [m/s]
STAL	$7.86 \cdot 10^3$	$5.89 \cdot 10^3$	$3.21 \cdot 10^3$
ALUMINIUM	$2.7 \cdot 10^3$	$6.31 \cdot 10^3$	$3.10 \cdot 10^3$
PMM	$1.18 \cdot 10^3$	$2.67 \cdot 10^3$	$1.12 \cdot 10^3$

Prowadząc obliczenia dla ustalonej pary sztywności połączenia, a mianowicie $\text{KN} = \frac{1}{2} \text{KS} = 10 \times 10^{10} [m^{-1}]$, oraz korzystając dodatkowo z wzorów (14) i (15) otrzymano następujące zespolone prędkości fal granicznych dla powyższych dwóch kombinacji materiałowych :

$$\bar{c}_{AL-Fe} = 3152 - 7,261i \quad [m/s]$$

oraz

$$\bar{c}_{PMM-AL} = 2742 - 0,0025321i \quad [m/s]$$

Między prędkością fal granicznych a składowymi - rzeczywistą c_{Re} i urojoną c_{Im} - zespolonej prędkości zachodzi

związek

$$(37) \quad c_{gr} = c_{Re} (1 + A^2) \quad \text{gdzie:}$$

$$(38) \quad A = c_{Im} / c_{Re}$$

Stąd dla obu w/w kombinacji materiałowych można przyjąć, że

$$(39) \quad c_{gr} \cong c_{Re}$$

$$\text{tj: } (c_{gr})_{Al-Fe} \approx 3152 \text{ [m/s]}; \quad (c_{gr})_{PMM-Al} \approx 2742 \text{ [m/s]}$$

Propagacji fal granicznych towarzyszy wyciekanie do jednego z dwóch ośrodków fal sprężystych o prędkości fal poprzecznych w tym ośrodku pod kątem β w stosunku do kierunku propagacji fal granicznych. Uwzględniając zależność (5) można obliczyć wartość tego kąta, która wynosi

$$\text{dla pary: } \quad Al-Fe - \beta \cong 10^\circ,$$

$$\text{dla pary: } \quad Al-PMM - \beta \cong 66^\circ.$$

W pierwszym przypadku wyciekanie następuje do aluminium, podczas gdy w drugim do PMM-u.

W celu obliczenia wartości współczynnika tłumienia /część urojona liczby falowej- patrz wzór (12) / korzystamy z zależności:

$$(40) \quad \alpha = \frac{2\pi f A}{c_{gr}}$$

którą, po uwzględnieniu przybliżenia (39), można sprowadzić do wzoru

$$(41) \quad \alpha \approx \frac{2\pi f c_{Im}}{c_{Re}^2}$$

Tak więc np. przy częstotliwości 10 MHz dla połączenia aluminium - stal współczynnik tłumienia fali granicznej, zwią-

zany jedynie z wyciekaniem, wynosi około 7,2 dB/m, zaś dla połączenia PAM-aluminium odpowiednio 0,004 dB/m. Są to wartości znacznie mniejsze od współczynników tłumienia fal objętościowych w każdym z trzech rozważanych ośrodków, a mianowicie dla pierwszej kombinacji o jeden rząd, podczas gdy dla drugiej już o 4-5 rzędów.

Wykorzystując możliwość opracowanego programu numerycznego w zakresie zmian warunków brzegowych, wykonano dodatkowo obliczenia dla pary PAM-aluminium dla trzech częstotliwości 1, 5 i 10 MHz. Na rysunkach 7 i 8 przedstawiono wyniki obliczeń prędkości fazowej fal granicznych oraz tłumienia tych fal związanego z wyciekaniem w funkcji zmieniających się sztywności KN i KS, między którymi zachodzi związek $KN = \frac{1}{2} KS$. Przyjmując sztywność połączenia za wielkość związaną z wytrzymałością połączenia, na podstawie uzyskanych wyników stwierdzamy możliwość wykorzystania pomiaru prędkości fal granicznych do oceny jakości połączenia.

7. Badania ultradźwiękowe

Są możliwe dwa sposoby wzbudzania fal powierzchniowych typu Stonley'a, a mianowicie wykorzystując fale powierzchniowe rozchodzące się wzdłuż powierzchni swobodnej, która następnie przechodzi w powierzchnię graniczną, lub transformację fal objętościowych na fale powierzchniowe typu Stonley'a. W pierwszym przypadku ze względu na naroże, tworzone przez dwa łączone ośrodki, należy liczyć się z dość znacznym spadkiem ciśnienia w wytworzonej fali w wyniku odbicia od naroża i transformacji fali. Drugi sposób pozbawiony jest tej niedogodności, jednakże fala wzbudzająca musi przejść przez objętość jednego z łączonych ośrodków, zbierając dodatkowe informacje o jego stanie.

W badaniach stosowano pierwszy sposób ze względu na jego prostotę, zwłaszcza przy wyborze stali jako jednego z dwóch łączonych ośrodków. Umożliwiło to użycie zwykłych handlowych głowic skośnych 2S7 i 4S7 produkcji "Unipan" przeznaczonych

do wytworzenia fal powierzchniowych w stali, wykorzystujących zjawisko transformacji fali podłużnej na falę powierzchniową na granicy PMM /materiał klina załamującego w głowicy/ - stal. Dwie takie głowice, pracujące jedna jako nadawcza (N), druga jako odbiorcza (O), ustawiono na powierzchni próbki stalowej na przeciw siebie w odległości 40 mm od siebie /rys.9/. Grubość próbki stalowej, wynosząca 20 mm, była wielokrotnie większa od długości fali powierzchniowej przy stosowanych częstotliwościach $f = 2$ i 4 MHz. Pomiędzy głowicami umieszczono drugi ośrodek, który łączono z podłożem stalowym przez wylewanie, jak w przypadku żywicy epoksydowej, lub przez docisk. Różny stopień przyczepności dla połączeń adhezyjnych, uzyskanych przez wylewanie, uzyskano przez odmienne mechaniczne i chemiczne przygotowanie powierzchni stali. Głowice ultradźwiękowe współpracowały z nanosekundowym miernikiem czasu przejścia fal ultradźwiękowych [28], będącym uniwersalnym miernikiem bezwzględnej wartości czasu pomiędzy wybranymi fragmentami impulsów przebiegu okresowego. Układ ten umożliwia pomiar czasu przejścia fal powierzchniowych typu Stonley'a z dokładnością $\Delta t/t \approx 10^{-5}$ (0,001%) dla średnich mierzonych czasów około $75 \mu s$. Dodatkowo, dzięki wykorzystaniu zespołu wizyjnego aparatu ultradźwiękowego UNIFAN-511, możliwy jest pomiar amplitudy impulsu przechodzącego przez mierzony odcinek.

Badania ultradźwiękowe przeprowadzono według schematu przedstawionego na rysunku 9. Mierzono różnicę ΔW amplitudy impulsu docierającego do głowicy odbiorczej przed i po wylaniu warstwy żywicy epoksydowej na podłożu stalowe oraz odpowiednią różnicę czasu przejścia impulsu Δt . W przypadku najlepszych połączeń uzyskanych przez poprawne przygotowanie powierzchni granicznej dla warstw o długości 40 mm, otrzymane maksymalne różnice ΔW i Δt wynosiły odpowiednio dla częstotliwości $f = 2$ MHz około 26 dB i 1825 ns oraz dla $f = 4$ MHz - 37 dB i 1842 ns. Natomiast dla "złych" połączeń /gładka, zatłuszczona powierzchnia graniczna/ różnice te wynoszą dla $f = 2$ MHz - 23,5 dB i 1843 ns oraz dla $f = 4$ MHz - 33 dB i 1906 ns. W przypadku dobrych połączeń obserwowano dodatkowo impuls z przesuniętym głównym impulsem, oznaczony na rys.9 literą I.

Na rysunku tym zaznaczono również przypuszczalną drogę przebytą przez ten impuls, bowiem zgodnie z przewidywaniami wynikającymi z analizy teoretycznej /patrz rozdz.3/ propagacji fal granicznych towarzyszy wyciekanie energii do ośrodka rzadszego akustycznie /tj. żywicy epoksydowej/ w postaci fal poprzecznych pod kątem bliskim 60° w stosunku do normalnej do powierzchni granicznej. Przypuszczenie to w sposób prosty potwierdza następujący zabieg.

Przykładając np. zatłuszczoney palec do powierzchni swobodnej warstwy wylanej w miejscu oznaczonym na rysunku 9 strzałką, obserwowano zmniejszanie się wysokości impulsu za impulsem głównym. Również relacje czasowe uzasadniają taką interpretację, bowiem fala wyciekająca przebywa dłuższą drogę z mniejszą prędkością niż fala graniczna. Na uwagę zasługują dość znaczne wartości spadku amplitudy impulsu przechodzącego przez czterocentymetrowy odcinek połączenia w stosunku do amplitudy impulsu przechodzącego przez ten sam odcinek powierzchni swobodnej. Zgodnie z rozważaniami przeprowadzonymi na wstępie tego rozdziału, dla zastosowanego sposobu wzbudzanie fal granicznych charakterystyczne jest odbicie od naroża i transformacji fal. Chcąc wydzielić straty spowodowane powyższymi zjawiskami, jako nieużyteczne z punktu widzenia kontroli jakości połączenia, zaproponowano następujący sposób postępowania. Wylewając żywicę epoksydową na dwa jednakowo przygotowane odcinki powierzchni podłoża stalowego o różnej długości l_1 i l_2 ($l_1 > l_2$) zmierzono odpowiednie różnice amplitudy ΔW_1 i ΔW_2 impulsu przechodzącego. Zmierzone wielkości można zapisać w postaci odpowiednich sum strat wywołanych odbiciem od naroża i transformację fal ΔT_r , jednakowych dla obu pomiarów, oraz osłabienia fali na odcinku l_1 lub l_2 spowodowanego "wyciekaniem" i tłumieniem materiałowym, a mianowicie

$$\Delta W_1 = \Delta T_r + (\alpha_w + \alpha_{t\tau}) l_1$$

$$\Delta W_2 = \Delta T_r + (\alpha_w + \alpha_{t\tau}) l_2$$

gdzie α_w i $\alpha_{t\tau}$ - odpowiednie współczynniki wyrażone w decybelach na jednostkę drogi.

układu powyższych równań wynika, iż

$$\alpha_w + \alpha_{\Delta t} = \frac{\Delta w_1 - \Delta w_2}{l_1 - l_2}$$

Postępując zgodnie z przedstawioną procedurą dla $l_1 = 60$ mm i $l_2 = 30$ mm otrzymano dla częstotliwości 2MHz

$$\alpha_w + \alpha_{\Delta t} = \frac{26,75 - 25,5}{60 - 30} \approx 0,42 \text{ dB/cm},$$

natomiast dla częstotliwości 4MHz

$$\alpha_w + \alpha_{\Delta t} = \frac{38 - 36}{60 - 30} \approx 0,67 \text{ dB/cm}$$

Tak więc znaczna część spadku amplitudy impulsu przechodzącego przez badany odcinek wywołana jest przez odbicie i transformację ($\Delta T_r \approx 24$ dB).

Porównując uzyskane wartości ($\alpha_w + \alpha_{\Delta t}$) ze zmierzonymi współczynnikami tłumienia fal podłużnych i poprzecznych w próbce z wylewanej żywicy /z uwzględnieniem start na rozbieżność wiązki na odbicie na granicy głowica-próbka [32]/ na przykład dla częstotliwości 2MHz, wynoszącymi odpowiednio $\alpha_{f=2\text{MHz}}^L = 1,5$ dB/cm oraz $\alpha_{f=2\text{MHz}}^T = 3,5$ dB/cm, można zaryzykować stwierdzenie że udział α_w w wyznaczonej sumie ($\alpha_w + \alpha_{\Delta t}$) jest niewielki. Potwierdza to wynik uzyskany obliczeniowo dla pary AL-PMM /patrz rozdz.6/. Tak więc, ogólnie, nie straty wywołane wyciekaniem towarzyszącym propagacji fal granicznych, ale straty związane z ich wzbudzeniem są decydujące o ich przydatności do zastosowań praktycznych.

Inną serię badań stanowiły pomiary Δw i Δt w czasie dociskania płytki z aluminium lub PMM-u o grubości 30 mm do płyty stalowej na odcinku pomiędzy nadawczą i odbiorczą głowicami skośnymi na fale powierzchniowe umieszczonymi na podłożu stalowym. I tak dla pary aluminium - stal w zakresie siły dociskającej od 0 do 100 kN uzyskano wyniki przedstawione na rysunkach 10 i 11. Wysokość impulsu wyznaczono z dokładnością do 0,5 dB. Natomiast zmiany prędkości Δc wyliczono na podstawie zmierzonych zmian czasu przejścia Δt w oparciu o następujące rozumowanie. Otóż tę samą, nieznaną dokładnie drogę impulsu ultradźwiękowego od przetwornika nadawczego w głowicy nadawczej

do przetwornika odbiorczego w głowicy odbiorczej możemy zapisać
- przed dociskiem /powierzchnia swobodna/

$$c_R(t_g + t_p) = c_R t_0$$

oraz po docisnięciu

$$(c_R + \Delta c)(t_g + t_p + \Delta t),$$

gdzie t_g - czas przejścia przez kliny załamujące w głowicach i przez odcinki powierzchni granicznej pomiędzy głowicami z podłożem stalowym, t_p - czas przejścia przez odcinek powierzchni swobodnej podłoża stalowego pomiędzy głowicami, oraz t_0 - mierzony czas przejścia impulsu między przetwornikami w stanie wyjściowym, a więc przed dociskiem. Stąd

$$\Delta c = - \frac{c_R \Delta t}{t_0 + \Delta t}$$

Do obliczeń przyjmowano $(c_R)_{Fe} = 3000$ m/s.

Ujemne wartości Δt oznaczają zmniejszenie się czasu przejścia w miarę wzrostu docisku, co oznacza wzrost prędkości fali granicznej, która według szacunkowych obliczeń /rozdz.6/ zmierza dla idealnego połączenia do prędkości zawartej między wartościami prędkości fal poprzecznych w obu ośrodkach. Zwraca uwagę fakt, że w zakresie zastosowanych obciążeń wcześniej ustalają się wartości amplitudy niż wartości prędkości.

Bardziej złożona jest sytuacja w przypadku dociskania PMM-u do stali. W miarę zwiększenia siły docisku główny impuls, odpowiadający fali powierzchniowej typu Rayleigha dla siły docisku równej zero, maleje stopniowo aż do granicy wzmocnienia. Jednocześnie przesuwa on się w kierunku krótszych czasów. Natomiast przy obciążeniu wynoszącym około 5-6 kN pojawia się za impulsem głównym impuls dodatkowy. Wyniki pomiarów Δt dla obu obserwowanych impulsów przedstawiono na rysunkach 12 i 13. Krzyżykami zaznaczono punkty pomiarowe dla impulsu głównego, natomiast kropkami dla dodatkowego. Również i w tym przypadku pomiary wykonano dla dwóch częstotliwości, a mianowicie 2 i 4 MHz. Liniami przerywanymi zasygnalizowano jedynie fakt, że w tych zakresach obciążenia pomiary nie były możliwe. Przeliczenia Δt na Δc prowadzono tak samo jak w przypadku poprzednim. Dodatnie wartości Δt oznaczają większe /dłuższe/

czasy przejścia co odpowiada mniejszym prędkościom. Te ostatnie różnią się od prędkości fal powierzchniowych typu Rayleigha w stali o ponad 200 m/s.

Przeprowadzono również częstotliwościową analizę widmową. Schemat układu pomiarowego pokazano na rys. 14. Układ ten składa się z dwóch głowic ultradźwiękowych 487, nadawczej, odbiorczej, współpracujących z aparatem ultradźwiękowym DIVS-F produkcji Instytutu Budowy Maszyn /SVUSS-Pracha-Lachowice/ analogowego analizatora widmowego firmy Hewlett Packard, detektora szczytowego oraz pisaka X-Y. Badania wykonano na próbkach połączenia adhezyjnego przygotowanych przez wylewanie żywicy epoksydowej na podłoże stalowe o różnym stopniu przygotowania powierzchni. Analizie widmowej poddawano impuls ultradźwiękowy po przejściu od głowicy odbiorczej na wyjściu z toru odbiorczego aparatu ultradźwiękowego. Uzyskane na pisaku X-Y widmo częstotliwościowe przedstawiono na rysunku 15. Pokazano na nim widma impulsu przechodzącego przez odcinek powierzchni swobodnej /bez połączenia/ oraz takie same odcinki "złego" i "dobrego" połączenia. Widać, że skrajnie złe połączenie prawie nie powoduje żadnych zmian kształtu widma z pomiaru bez połączenia, podczas gdy prawidłowo wykonane połączenie przesuwa widmo w kierunku niższych częstotliwości.

8. Wnioski

Na podstawie przeprowadzonych w niniejszej pracy analizy teoretycznej oraz badań ultradźwiękowych można stwierdzić, że możliwości wykorzystania w badaniach nieniszczących różnego rodzaju połączeń warstwowych szczególnego typu fal powierzchniowych, a mianowicie fal Stonley'a, są większe niż by wskazywała na to ilość dotychczasowych zastosowań. W pierwszym rzędzie należy rozszerzyć tę klasę fal o fale graniczne, co w praktyce oznacza, że kombinacje materiałowe nie stanowią istotnego ograniczenia. Jak bowiem wynika z przeprowadzonych badań osłabienie fali granicznej spowodowane ucieczką energii w postaci tzw. fal wyciekających, będących objętościowymi falami poprzecznymi, jest mniejsze od osłabienia związanego ze zwykłym tłumieniem materiałowym. Stwierdzono również możliwość wzbudzenia fal granicznych w prosty sposób, sprowadzający się do wykorzystania zwykłych głowic skośnych na fale powierzchniowe. Wymaga on jednak odcinka /w metodzie echa/ lub odcinków /w metodzie przepuszczania/ powierzchni swobodnej jednego z łączonych ośrodków będących przedłużeniem powierzchni granicznej, w celu umieszczenia na nich głowic. Stosowanie tego sposobu wiąże się również ze stratami wywołanymi odbiciem od naroża i transformacją fal na narożu, co ogranicza możliwą długość odcinka pomiarowego. Straty te są tym większe im większe są różnice akustycznych oporności falowych łączonych materiałów.

Z analizy teoretycznej, potwierdzonej częściowo przez doświadczenia, zdaje się wynikać inna możliwość wzbudzenia fal granicznych, a mianowicie przez transformację fal poprzecznych padających z jednego z ośrodków pod odpowiednim kątem /kąt β - patrz rozdz.3/ na powierzchnię graniczną. Przypuszczenie to należy jednakże zweryfikować doświadczalnie, nie wiadomo bowiem czy to zjawisko transformacji jest odwracalne oraz jakie straty mu towarzyszą. Sposób ten byłby szczególnie korzystny przy niedostępności powierzchni swobodnej.

Na przykładzie modelowych połączeń wylewanych i ściska-

nych wykazano zmienność czasu przejścia impulsu przez odcinek złącza w funkcji stanu połączenia. Potwierdzono tym samym przewidywania teoretyczne dotyczące wpływu warunków brzegowych na prędkość fal granicznych. Uzyskane w doświadczeniach wartości zmian czasu przejścia pozwalają na stwierdzenie, iż dysponując aparaturą pomiarową umożliwiającą pomiar czasu przejścia z dokładnością pojedynczych nanosekund, prędkość fal granicznych jest parametrem nadającym się do oceny jakości połączenia tej klasy.

W tym miejscu można stwierdzić, że wpływ zmiany pola naprężeń w obszarach w pobliżu powierzchni granicznej na zmiany prędkości fal granicznych zdaje się mieć znaczenie drugorzędne. Jak bowiem wynika z szacunkowych obliczeń maksymalne naprężenie normalne do powierzchni granicznej dla stosowanych obciążeń wynosi około 10 kg/mm^2 . Natomiast z danych literaturowych [29+31] wiadomo, że zarówno w przypadku stali jak i aluminium naprężenie o takiej wartości wywołują względne zmiany prędkości fali powierzchniowej propagującej się w kierunku prostopadłym do kierunku naprężeń wynoszące co najwyżej 0,01-0,03 %, co odpowiada zmianie prędkości o około 1 m/s. Zasygnalizowane tu zagadnienie wymaga jednak pogłębionej analizy i dodatkowych badań.

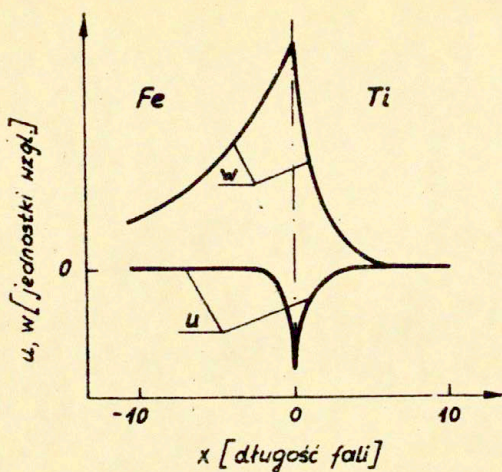
Wreszcie zmiana amplitudy impulsu przechodzącego przez badany odcinek w połączeniu ze zmianą częstotliwości składowej widma, na przykład o maksymalnej amplitudzie, mogą również dostarczać dodatkowych informacji o stanie jakości połączenia. Gorszym połączeniom odpowiada spadek amplitudy impulsu oraz mniejsza wartość częstotliwości wyróżnionej składowej widma.

9. Literatura

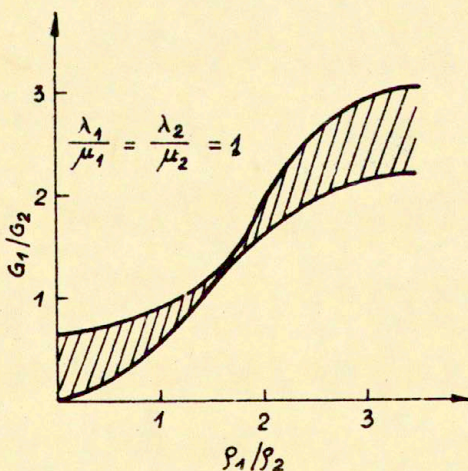
- [1] SEMERDIJEV S.: Metal-to-Metal Adhesive Bonding, Business Books Limited, London 1970, 89-96.
- [2] SCHLICKELMANN R.J.: Nondestructive Testing, 2, 1972, 79-86 i 3, 1972, 144-153.

- [3] PILARSKI A.: Ocena wytrzymałości połączeń klejowych za pomocą badań nieniszczących, Materiały IX KKBN, Frombork 1979, 37-44, R-4.
- [4] PILARSKI A., PAWŁOWSKI Z.: Bond quality assessment in layered materials using ultrasonic methods, Int.J.Adhesion and Adhesives, 1980, 1, 45-49.
- [5] PILARSKI A.: Ultrasonic evaluation of bond quality in layered structures, Reveue D'acoustique, 1982, 4 /w druku/.
- [6] PILARSKI A.: Rozchodzenie się fal akustycznych w ośrodku warstwowym przy różnych warunkach brzegowych, Archiwum Akustyki, 17, 1, 1982, 59-69.
- [7] EWING W.M., JARDETZKY W.S., PRESS F.: Elastic Waves in Layered Media, Mc Graw-Hill, New York, 1957.
- [8] BREKHOVSKIKH L.M.: Waves in Layered Media, Academia Press, New York, 1960.
- [9] LOVE A.E.H.: Some problems of geodynamics, Cambridge University Press, London, 1911.
- [10] STONELEY R.: Elastic Waves at the Surface of Separation of Two Solids, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 106, 1924, 416-428.
- [11] LEE D.A., CORBLY D.M.: Use of interface waves for nondestructive inspection, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics, SU-24, 3, 1977, 206-212.
- [12] KOPPE H.: Uber Rayleigh-Wellen an der Oberflache zweier Medien, Z. angew Math.u.Mech., 28, 1948, 355-360.
- [13] SEZAWA K., KANAI K.: The range of possible existence of Stoneley waves and some related problems, Bull. Earthquake Research Inst./Tokyo/, 17, 1939, 1-8.
- [14] CAGUIARD L.: Reflexion et refraction des ondes seismiques progressives, Gauthier-Villars, Paris, 1939.
- [15] SCHOLTE J.G.: The range of existence of Rayleigh and Stoneley waves, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophysics Supplement, 5, 1947, 120-126.
- [16] ACHENBACH J.D., EPSTEIN H.I.: Dynamic interaction of a layer and a half-space, J.Engineering Mechanics Division, Proceedings of the ASCE, 93/EM5/, 1967, 27-42.
- [17] MURTY G.S.: Wave propagation at an unbonded interface between two elastic half-space, J.Acoust.Soc.Am., 52, 5, 1975, 1094-1095.

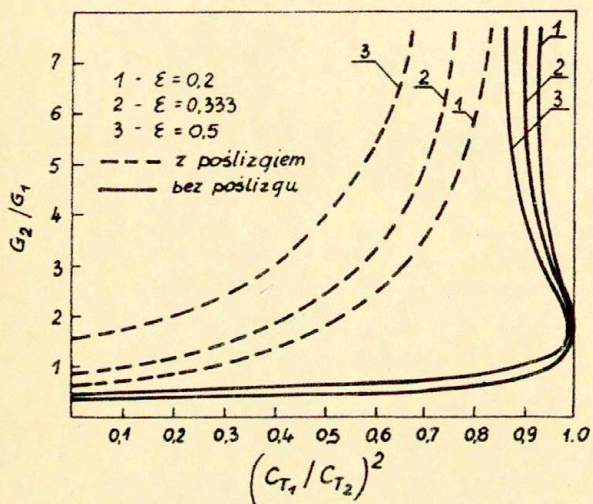
- [18] OWEN T.E.: Surface wave phenomene in ultrasonics, Prog. Mater. Res., 69, 6, 1964, 69-87,
- [19] EPSTEIN H.I.: The effect of curvature on Stoneley waves, J.Sound and Vibration, 46, 1, 1976, 59-66.
- [20] LIM T.C., MUSGRAVE M.J.P.: Stoneley waves in anisotropic media, Nature, 225, 1970, 372.
- [21] KEJLIS-BOROK W.I.: Interferencjonnyje powierchnostnyje wołny, Moskwa, 1960.
- [22] HATTUNEN M., LUUKKALA M.: An investigation of generalised Lamb waves using ultrasonic reflectivity measurements, Appl.Phys., 2, 1973, 257-267.
- [23] MARTINČEK G.: Šmykové vlny napatia vo vrstvĕ na podložĭ, Stavebnicky casopis SAV, 21, 3-5, 1973, 314-324.
- [24] PILANT W.L.: Bull.Scism.Soc.Am., 62, 1972, 285-287.
- [25] PILARSKI A.: Współczynnik odbicia fal ultradźwiękowych od granicy połączenia adhezyjnego, Archiwum Akustyki, 1983, 1 /w druku/.
- [26] KORN G.A., KORN T.M.: Mathematical handbook, Mc Graw-Hill, New York 1968, 37.
- [27] WIKTOROW I.A.: Fizyčeskie osnowy primienienia ultrazwukowych wołn Rayleigha i Lamba w technice, Nauka, Moskwa 1966, 7.
- [28] STAŃCZYK W., MIZERSKI K.: Nanosekundowy miernik czasu przejścia fal ultradźwiękowych, Materiały XI KKBN, Opole 1982, 65-66.
- [29] DEPUTAT J.: Zasady ultradźwiękowych pomiarów naprężeń wewnętrznych w materiałach technicznych, i.b.i.d., 93-99.
- [30] KWASZCZYŃSKA-KLIMEK A.: Granice zastosowań pomiaru czasu przejścia fal ultradźwiękowych z wykorzystaniem wzorców mikrosekundowych, i.b. i.d., 25-27.
- [31] MARTIN B.G.: The measurements of surface and near-surface stress in aluminium alloys using ultrasonic Rayleigh waves, Mat. Evaluation, 11, 1974, 229-234.
- [32] KLIMEK A., PILARSKI A., SZELAŻEK J.: Uwzględnienie współczynnika odbicia przy kontaktowym pomiarze tłumienia fal ultradźwiękowych, Materiały X KKBN, Jadwisin 1980, R-28, 123-125.



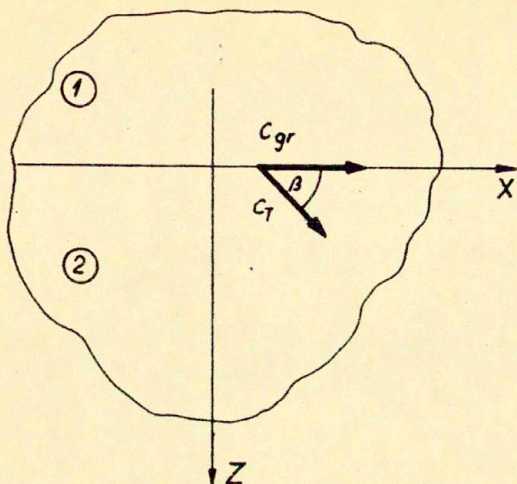
Rys.1. Rozkład przemieszczeń stycznych u i normalnych w w fali Stoneley'a w funkcji odległości mierzonej od powierzchni granicznej dla połączenia Fe-Ti [1].



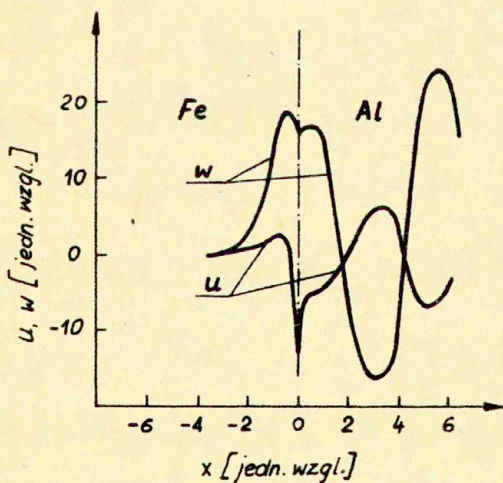
Rys.2. Warunki istnienia fali Stoneley'a - obszar zakreskowany [15].



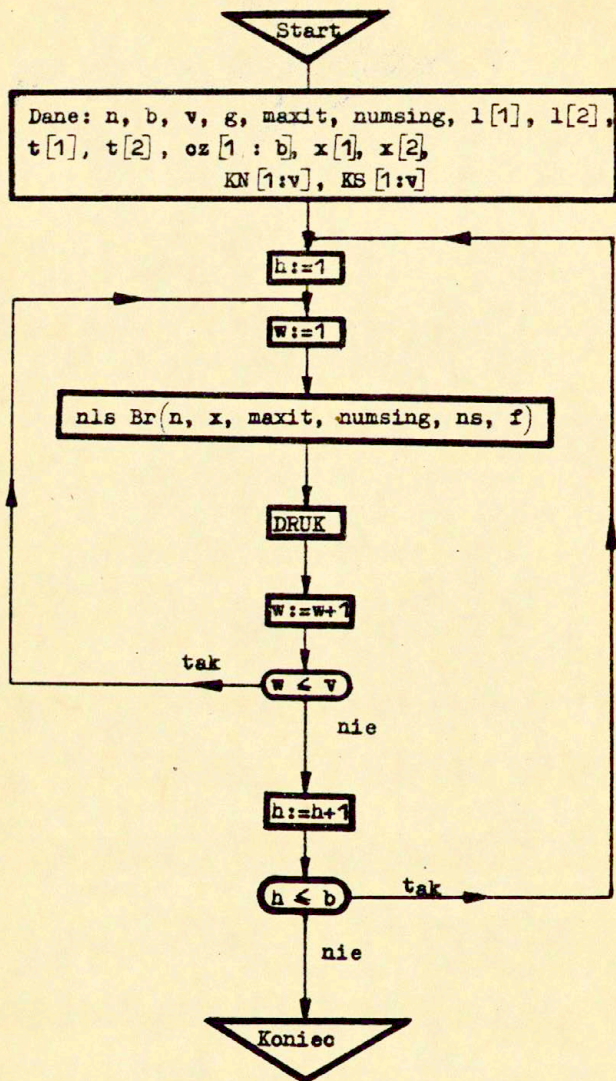
Rys.3. Warunki istnienia fali Stoneley'a dla dwóch typów warunków brzegowych /bez poślizgu - linie ciągłe, z poślizgiem - linie przerywane/. Obszar zawarty pomiędzy odpowiednią krzywą a prostymi $G_2/G_1=0$ i $c_{T1}/c_{T2}=1$. [16].



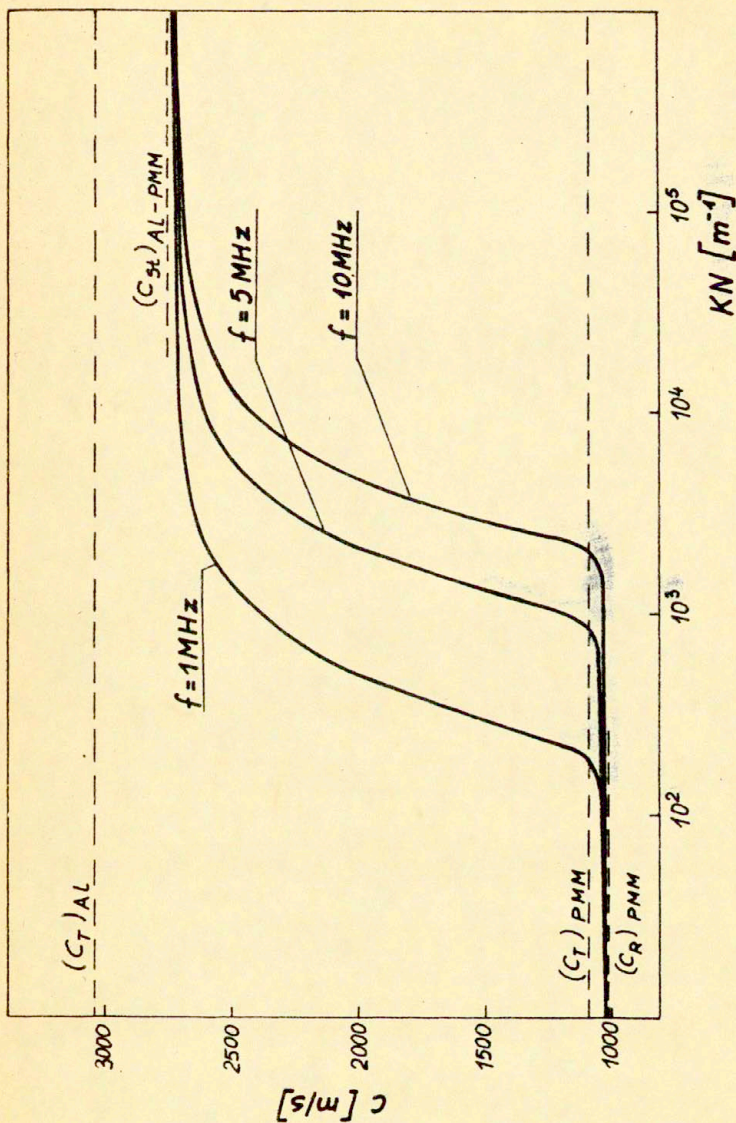
Rys.4. Kierunki propagacji fali granicznej i fali wyciekającej.



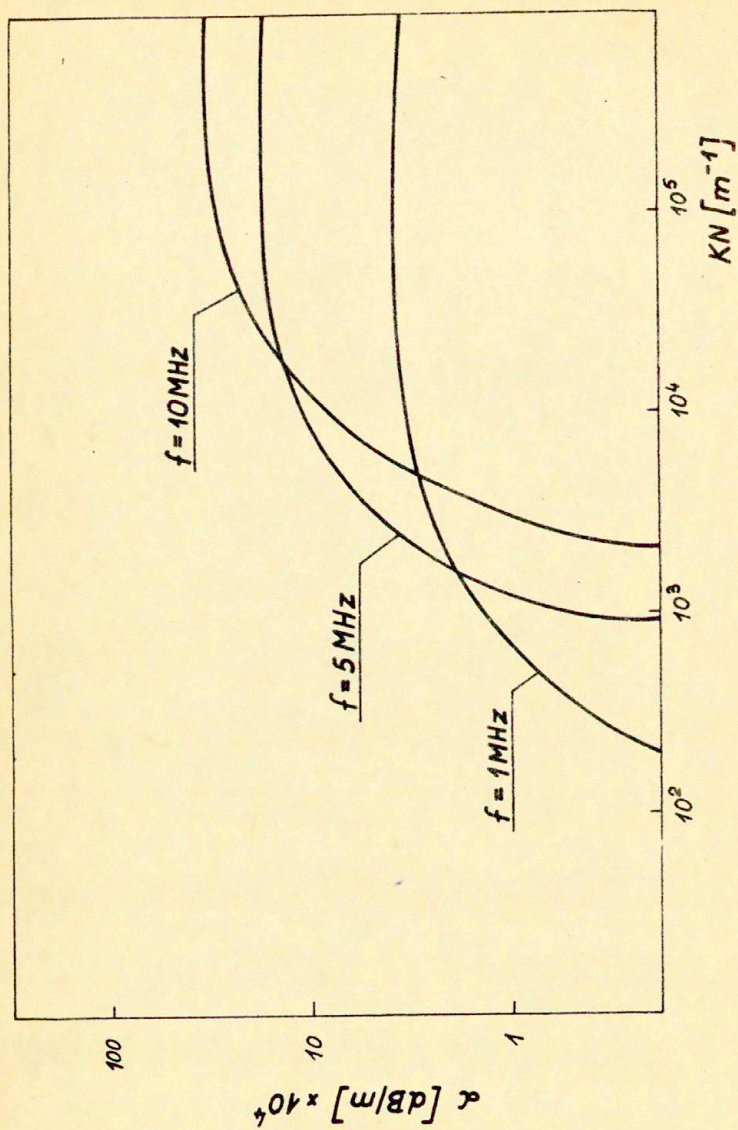
Rys.5. Rozkład przemieszczeń stycznych u i normalnych w w fali granicznej w funkcji odległości mierzonej od powierzchni granicznej dla połączenia stal-aluminium [11].



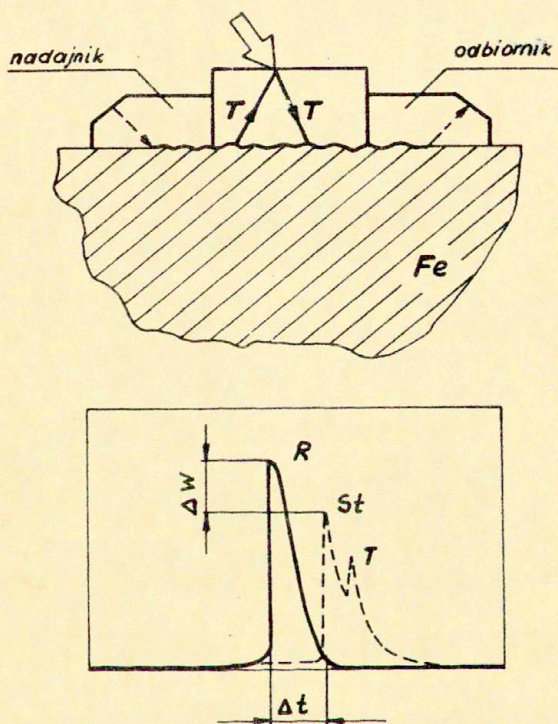
Rys.6. Schemat logiczny programu numerycznego



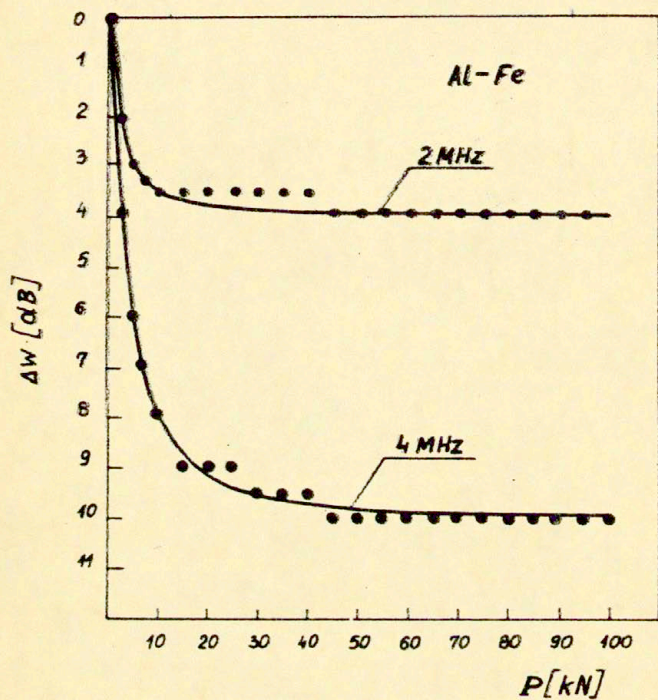
Rys. 7. Wyniki obliczeń prędkości fazowej fal granicznych dla połączenia PMM-AL w funkcji sztywności KN i ES.



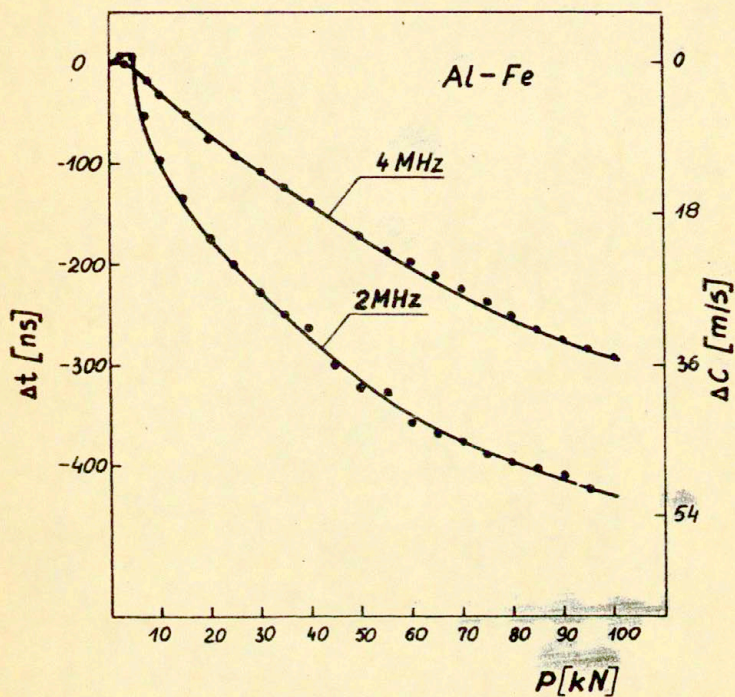
Rys. 8. Wyniki obliczeń tłumienia fal granicznych związanego z wyciekaniem w funkcji sztywności KN i KS dla połączenia PMM-Al.



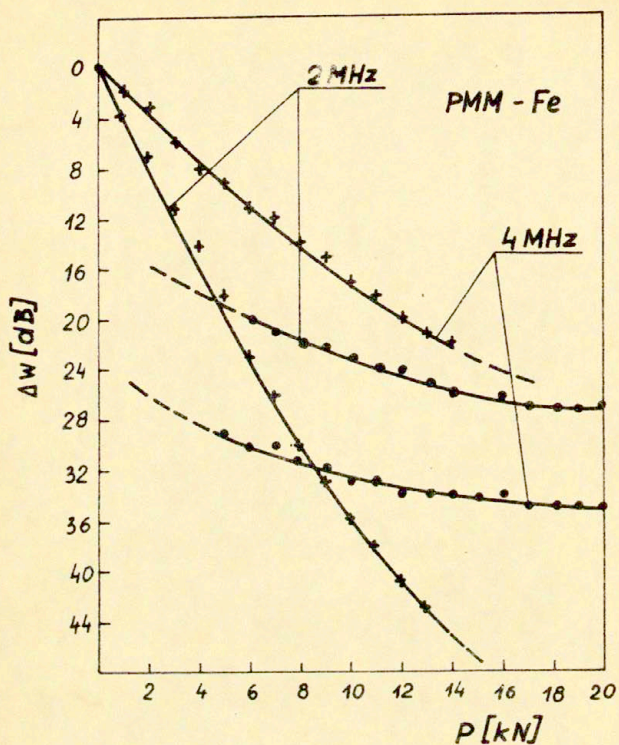
Rys.9. Schemat badań ultradźwiękowych.



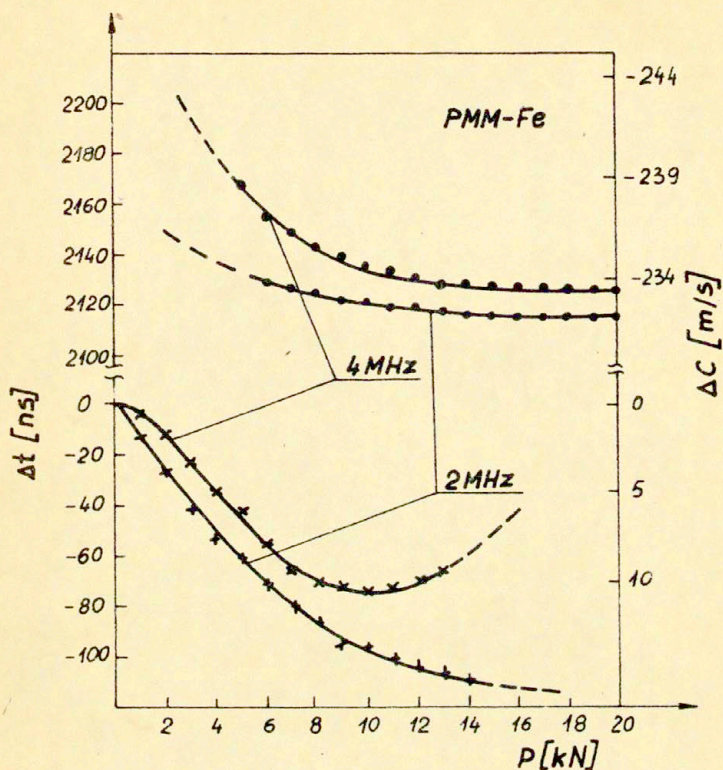
Rys.10. Wyniki pomiarów zmian amplitudy impulsu Δw w czasie dociskania płytki z aluminium do płyty stalowej.



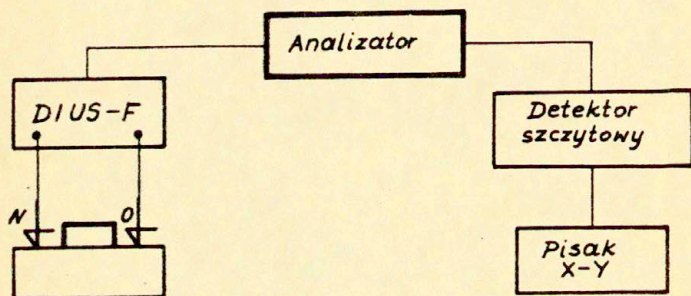
Rys.11. Wyniki pomiarów zmian czasu przejścia impulsu Δt /zmian prędkości fali granicznej Δc / w czasie dociskania płytki z aluminium do płyty stalowej.



Rys.12. Wyniki pomiarów zmian amplitudy impulsów Δw w czasie dociskania płytki z PMM do płyty stalowej. x - impuls główny; • - impuls dodatkowy /patrz rys.9./



Rys.13. Wyniki pomiarów zmian czasu przejścia impulsów Δt /zmian prędkości fali granicznej ΔC / w czasie dociskania płytki z PMM do płyty stalowej. \times - impuls główny; \bullet - impuls dodatkowy /patrz rys.9.7.



Rys.14. Schemat układu pomiarowego do częstotliwościowej analizy widmowej.

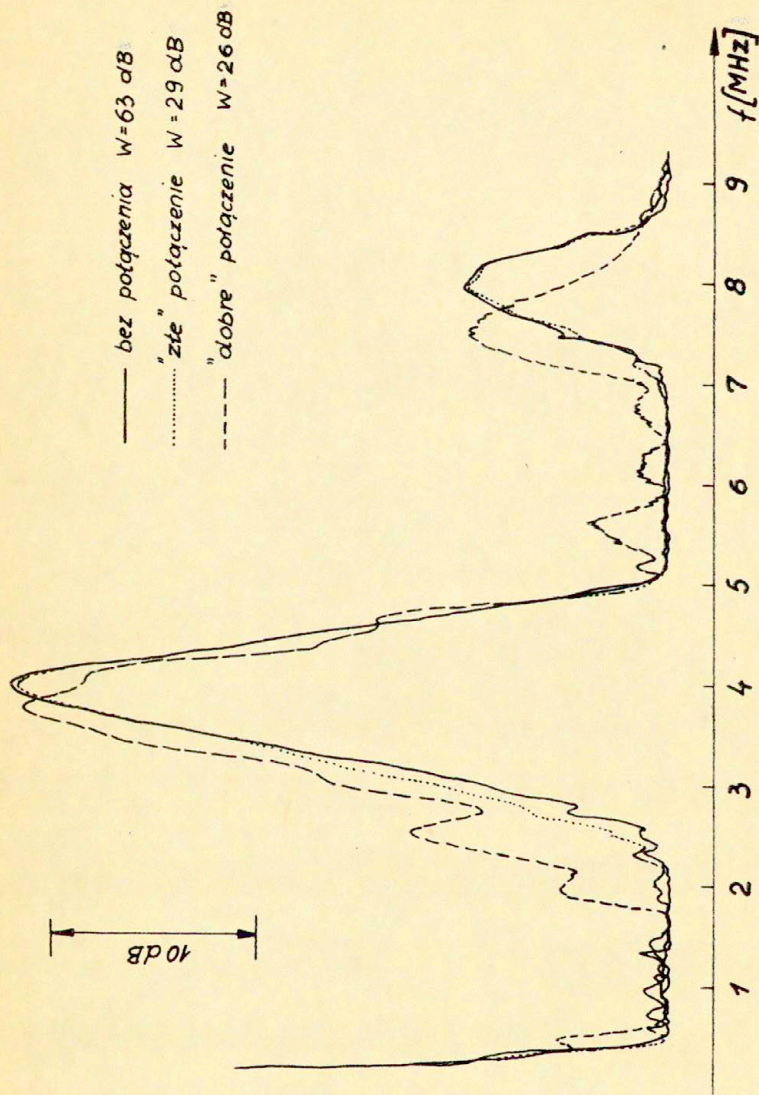


Fig. 15. Częstotliwościowe widma impulsów.